

02;11;12

©1994

ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ СКОРОСТИ В СИСТЕМЕ “РАСПЫЛЕННЫЙ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫЙ ИОН-МЕТАЛЛ”

А.Б.Попов, Б.Н.Макаренко, А.П.Шергин

В настоящее время одной из наиболее общепризнанных моделей, описывающих формирование зарядового состояния частицы, распыленной из металлической мишени, является модель электронного туннелирования [1]. Согласно модели, степень ионизации P^+ вторичных положительных ионов экспоненциально зависит от нормальной составляющей скорости v_1 распыленных частиц:

$$P^+ \sim \exp(-v_0/v_{\perp}), \quad (1)$$

где v_0 — характеристическая скорость, зависящая от электронных свойств системы “распыленный положительный ион-металл” и несущая информацию о характере электронного обмена между валентными уровнями отлетающей частицы и зоной проводимости твердого тела.

Обычно $P^+(v_{\perp})$ и v_0 определялись из сопоставления измеренных энергетических распределений ионов и энергоспектров нейтральных частиц, рассчитанных по каскадной модели распыления (см., например, [2,3]). В работах [4-6], благодаря использованию методики регистрации нейтральных и заряженных частиц в одном эксперименте, впервые

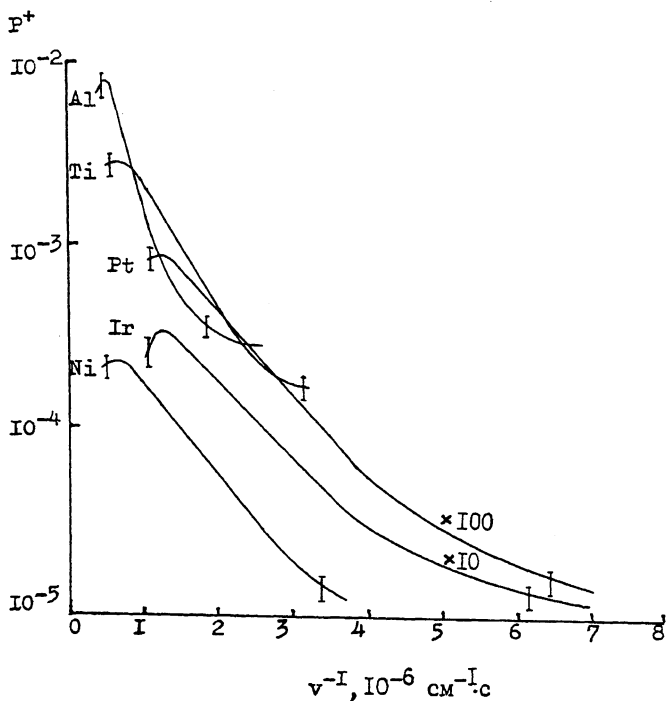


Рис. 1. Зависимость степени ионизации от обратной скорости распыленных частиц.

были измерены энергетические спектры атомов и ионов и прямо определены зависимости $P^+(v_{\perp})$ и величины v_0 .

В настоящей работе измерены энергетические спектры ионов и атомов, распыленных из поликристаллических мишеней Al, Ti, Ni, Ir, Pt. Выбор элементов в качестве объектов исследования определялся главным образом возможностью разбиения элементов, исследованных в данной работе и работах [4-6] на группы: простые металлы (Be, Al, Sn, Pb), металлы с заполненной d -зоной (Cu, Ag, Au), переходные металлы с незаполненной d -зоной (Ti, Ni, Nb, Ta, Ir, Pt). Использована методика [4]. Первичный пучок — ионы Ar^+ с энергией 5.5 кэВ. Угол падения первичных частиц 50° , угол вылета анализируемых частиц 90° по отношению к поверхности. Нейтральные частицы перед анализом ионизируются электронным ударом.

На рис. 1 показаны полученные из сопоставления энергетических распределений ионов и атомов степени ионизации P^+ в функции обратной скорости v_{\perp}^{-1} распыленных частиц. Как следует из рис. 1, в области скоростей v_{\perp} , соответствую-

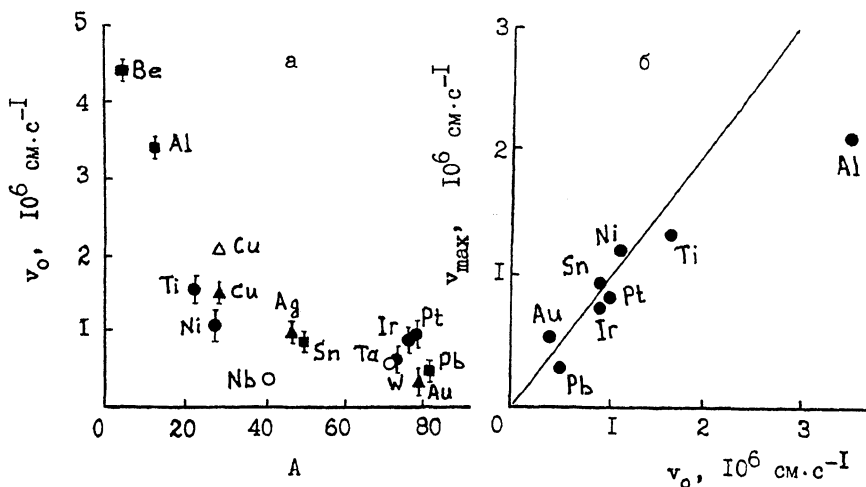


Рис. 2. а — зависимость v_0 от атомного номера распыленных частиц. Сплошные значки — данные [4,6] и настоящей работы, пустые — [5]. б — соотношение между v_0 и v_{max} .

ющих энергиям вторичных ионов $E \simeq 5 - 50 \text{ эВ}$, P^+ экспоненциально зависят от v_{\perp}^{-1} . Величины v_0 , соответствующие прямолинейным участкам на зависимостях $\ln P^+(v_{\perp}^{-1})$, вместе с данными из работ [4-6] приведены на рис. 2, а.

В общем случае величины v_0 определяются матричным элементом взаимодействия между валентным уровнем отлетающей частицы и электронными состояниями зоны проводимости твердого тела. Используя полученные значения v_0 , мы определили характерные параметры системы "распыленный положительный ион-металл". В рамках модели электронного туннелирования v_0 выражаются различными способами. В случае, когда валентный уровень атома $\varepsilon_a(z)$ пересекает уровень Ферми ε_F на расстоянии z_c от поверхности твердого тела [1],

$$v_0 = \Delta(z_c) / \hbar \gamma, \quad (2)$$

где $\Delta(z) = \Delta_0 \exp(-\gamma z)$ — ширина атомного уровня, γ — обратная величина характерной длины взаимодействия. Если $\varepsilon_a(z)$ меняется медленно и не пересекает ε_F , то, согласно [7],

$$v_0 = \pi [\varepsilon_a(z^*) - \phi] / \hbar \gamma, \quad (3)$$

где $z^* = \gamma^{-1} \ln(\Delta_0 / \hbar \gamma v_1)$, ϕ — работа выхода. При расчете величин $\Delta(z_c)$ и $\varepsilon_a(z^*)$ по формулам (2) и (3) соответственно,

для всех элементов использовалось усредненное значение $\gamma \sim 1 \text{ \AA}^{-1}$ [8].

Значения ширины $\Delta(z_c)$ лежат в пределах 0.02–0.3 эВ, что неплохо согласуется с результатами работы [9], согласно которой ширина атомного уровня Li около поверхностей Na и Al при расстояниях z в несколько ат.ед. составляет $\sim (2 - 4) \cdot 10^{-2}$ эВ. Отметим, что при таких z атомный уровень пересекает уровень Ферми, если поведение $\varepsilon_a(z)$ подчиняется закону $\varepsilon_a(z) = -I + 1/4(z - z_0)$ (z_0 — положение плоскости зеркального изображения). О доминирующей роли электронных переходов в области сближения атомного уровня и уровня Ферми свидетельствуют рассчитанные по формуле (3) величины $\varepsilon_a(z^*)$, которые оказываются очень близки к величинам работы выхода для соответствующего металла.

В рамках модели электронного туннелирования используется приближение широкой зоны с постоянной плотностью электронов ρ . Как следствие, v_0 должна быть пропорциональна ρ . Действительно, для простых металлов (Be, Al, Sn, Pb) экспериментальные величины v_0 растут с увеличением концентрации электронов n в зоне проводимости, рассчитанной по модели свободных электронов и равной соответственно 2.8, 1.8, 1.5, 1.3 (10^{24} см^{-3}). На свойства остальных исследованных металлов значительное влияние оказывает наличие d -зоны. В этом случае приближение свободных электронов неприменимо и прямой связи между v_0 и n не наблюдается.

Немонотонный характер поведения $P^+(v_\perp)$ (наличие максимумов при больших скоростях) впервые наблюдался нами для Pb и Sn [4], Au [6]. Из рис. 1 следует, что такое поведение является типичным. На рис. 2, б сравниваются положение максимума v_{max} на зависимости $P^+(v_\perp^{-1})$ и v_0 . Видно, что v_{max} примерно соответствует величине v_0 . В [6] было предположено, что немонотонный характер зависимости $P^+(v_\perp^{-1})$ может быть связан со взаимным влиянием процессов электронного обмена между поверхностью и различными состояниями отлетающей частицы. Как показано в [6], если включить в рассмотрение электронные переходы на уровень положительного иона и уровень сродства к электрону, максимумы на зависимостях $P^+(v_\perp)$ должны располагаться при $v_\perp \simeq v_0$.

В теоретической работе [10] рассмотрен электронный обмен между поверхностью и основным и возбужденным состояниями распыленной частицы. Широкая зона состояний поверхности заменена двумя локализованными состояниями, расположенными ниже и выше ε_F . В этом случае выра-

жение для степени ионизации приобретает вид

$$P^+(v_{\perp}) = (a/v_{\perp}) \exp(v_0/v_{\perp}), \quad (4)$$

где a — параметр. Очевидно, что $P^+(v_{\perp})$ имеет максимум при $v_{\perp} = v_0$. Немонотонный характер $P^+(v_{\perp})$ может, однако, возникать и при одноканальном процессе образования заряда у частицы, движущейся около поверхности. Причиной возникновения максимумов, согласно [11], являются резонансные эффекты при взаимодействии между уровнем отлетающей частицы и состояниями отдельных атомов поверхности. Располагаются максимумы при скоростях $\sim 10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$, что неплохо согласуется с экспериментальными результатами. В недавней теоретической работе [12] также было показано, что зарядовое состояние частицы, рассеянной от поверхности, является немонотонной (в общем случае осциллирующей) функцией скорости. Такое поведение связано с квантовой интерференцией амплитуд переходов электрона из атомного состояния в состояния поверхности и обратно, обусловленной конечной шириной зоны проводимости или видом распределения плотности состояний.

Таким образом, в настоящее время трудно сделать однозначные выводы о механизмах, ответственных за немонотонный характер зависимости $P^+(v_{\perp})$, и для выяснения природы максимумов необходимы дополнительные исследования.

Полученные результаты могут быть сформулированы следующим образом. Экспериментальные величины характеристических скоростей v_0 в системе “распыленный положительный ион–твердое тело” для металлических мишеней имеют порядок $10^6 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$. Для простых металлов существует корреляция между величинами v_0 и плотностью электронов в зоне проводимости. Для благородных и переходных металлов на характер электронного обмена, по-видимому, оказывает влияние наличие d -электронов зоны проводимости. Обнаружено, что наличие максимумов на зависимостях $P^+(v_{\perp})$ (при скоростях, примерно соответствующих значениям v_0) является достаточно типичным. Возможным объяснением такого поведения $P^+(v_{\perp})$ является многоканальный характер формирования зарядового состояния распыленной частицы.

Список литературы

- [1] Yu M.L., Lang N.D. // Nucl. Instr. and Meth. 1986. V. B14, P. 403.
- [2] Vasile M.J. // Phys. Rev. 1984. V. B29. P. 3785.
- [3] Garret R.F., MacDonald R.J., O'Connor D.J. // Nucl. Instr. and Meth. 1983. V. 218. P. 333.

- [4] Макаренко Б.Н., Попов А.Б., Шапоренко А.А., Шергин А.П. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 609; Makarenko B.N., Popov A.B., Shaporenko A.A., Shergin A.P. // Rad. Eff. and Defects in Solids. 1990. V. 113. P. 263.
- [5] Wucher A., Oechsner H. // Surf. Sci. 1988. V. 199. P. 567.
- [6] Попов А.Б., Каблукое С.Б., Макаренко Б.Н., Шергин А.П. // Изв. РАН. Сер. физ. 1992. Т. 56. В. 6. С. 110; Popov A.B., Kablukov S.B., Makarenko B.N., Shergin A.P. // Vacuum. 1993. V. 44. P. 903.
- [7] Sroubek Z. // In: Secondary Ion Mass Spectrometry SIMS VI. Ed. by A. Benninghoven, A.M. Huber, H.W. Werner. (J. Wiley, 1988) P. 17.
- [8] Brako R., Newns D.M. // Rep. on Progr. in Phys. 1989. V. 52. P. 655.
- [9] Nordlander P., Tully J.C., // Phys. Rev. 1990. V. B42. P. 5564.
- [10] Sroubek Z. // Physica Scripta. 1983. V. T6. P. 24.
- [11] Carrison B.J., Diebold D.M., Lin J.-H., Sroubek Z. // Surf. Sci. 1983. V. 124. P. 461.
- [12] Гусев М.Ю., Клушин Д.В., Уразгильдин И.Ф., Шаров С.В. // ЖЭТФ 1993. Т. 103. С. 2102.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
10 декабря 1994 г.